تحلیل عددی ته‌نشینی ذرات داخل اتاق بااستفاده‌از مدل ادی‌های بزرگ بر پایهٔ روش شبکهٔ بولتزمن*

حسن سجادی[۱] مازیار سلمان‌زاده[۲] گودرز احمدی[۳] سعید جعفری[٤]

چکیده *در این مقاله ته‌نشینی ذرات با اندازه‌های مختلف (۱۰ نانومتر تا ۱۰ میکرومتر) داخل اتاق با استفاده از مدل ادی‌های بـزرگ و زمـان آرامش چندگانه بر پایهٔ روش شبکهٔ بولتزمن مورد بررسی قرار گرفته است و اثر نیروهای بویانسی، درگ و برونین بر روی ته‌نشـینی ذرات بـر روی دیواره‌های مختلف اتاق اداری تحلیل شد. برای مدل کردن ادی‌های کوچک از مدل بهبودیافته اسماگورنسکی استفاده شد. بـرای بررسـی ته نشینی ذرات داخل اتاق، تعداد ١٤٤ ذره در هر بازه زمانی ۰/۰۵ ثانیه از دریچه ورودی جریان به داخل اتاق تزریق شد و بعد از گذشـت ۳۰ ثانیه تزریق ذره متوقف گردید، در مجموع ۸٦٤۰۰ ذره وارد اتاق شد. نتایج به‌دست آمده نشان دادند که روش عددی مورد اسـتفاده همخـوانی خوبی با روش‌های عددی و آزمایشگاهی گذشته دارد. تعداد ذرات ته‌نشین شده بر روی دیواره‌های مختلـف اتـاق بـر حسـب زمـان محاسـبه گردید و مشاهده شد که تعداد ذرات ته‌نشین شده به مرور زمان افزایش می‌یابد و ته‌نشینی ذرات با اندازه بزرگتر بیشتر می‌باشـد. تـراکم ذرات داخل اتاق بر حسب زمان نشان داده شد. لحظه شروع تزریق ذرات به داخل اتاق، تراکم آنها در ناحیه ورودی بیشتر می‌باشد و به مـرور زمـان تراکم در نواحی دور از ورودی جریان افزایش می‌یابد. نتایج به‌دست آمده از این پژوهش در طراحی سیستم‌های تهویه مطبوع اتاق‌هـای اداری و بیمارستانی کاربرد قابل توجهی خواهد داشت.*

واژه‌های کلیدی روش شبکهٔ بولتزمن، مدل حل ادی‌های بزرگ، پخش و ته‌نشینی ذرات، مدل بهبودیافته اسماگورنسکی.

Numerical Investigation of Particle Deposition in a Room using Large Eddy Simulation based on Lattice Boltzmann Method

H. Sajjadi M. Salmanzadeh G. Ahmadi S. Jafari

Abstract *In this paper the Multi Relaxation Time Lattice Boltzmann Method in conjunction with the Large Eddy Simulation model was used to study the particle deposition in a room with various diameters (10nm-10µm)and the effect of buoyancy, drag and Brownian forces to particle deposition on the different walls of the room has been investigated. The sub-grid scale turbulence effects were simulated through a shear-improved Smagorinsky model. To simulate the particle deposition in the room, the particle injection process was initiated with 144 particles injected uniformly at the inlet with the same velocity as the airflow at every 0.05s; particle injection was stopped after 30s. Therefore, a total of 86400 particles were injected into the room. The present simulation results for the airflow showed good agreement with the experimental data and the earlier numerical results. The simulated results for particle dispersion and deposition showed that the numbers of deposited particles on the walls increases by augmentation of the time. When the particle injection started the concentration in the inlet jet region is more than other zones and that increases in the region far from the inlet by time. Present results will be interesting for designing air condition systems in the office and hospitals rooms.*

Key Words Lattice Boltzmann Method, Large Eddy Simulation, Particle Deposition, Shear Improved Smagorinsky Model.

---

*تاریخ دریافت مقاله ٩٦/٨/٢٦ و تاریخ پذیرش آن ۹۷/۵/۱۳ می‌باشد. **DOI:** 10.22067/fum-mech.v30i2.68789

(۱) نویسندهٔ مسئول: استادیار، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه بجنورد. h.sajjadi@ub.ac.ir

(۲) دانشیار، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه شهیدباهنر کرمان.

(۳) استاد، دانشکده مهندسی، دانشگاه کلارکسون، امریکا.

(٤) دانشیار، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه شهیدباهنر کرمان.

مقدمه

به‌دلیل گذراندن عمدهٔ وقت انسان‌ها درمحیط داخل ساختمان، بحث هوای داخل اتاق بسیار مهم‌تر از هوای خارج می‌باشد زیرا کیفیت هوای داخل اتاق بر سلامتی انسان‌ها تأثیرگذار است. در ساختمان‌های مدرن امروزی دستگاه‌های مختلفی برای تأمین هوای مورد نیاز اتاق‌ها استفاده می‌شود که این مسئله مقدار زیادی انرژی نیز مصرف می‌کند؛ به‌همین دلیل بررسی هوای داخل اتاق از نظر انرژی نیز حائز اهمیت می‌باشد. جریان داخل اتاق به‌دلیل این‌که شامل جریان جابه جایی آزاد، اجباری و یا هر دو می‌باشد از پیچیدگی خاصی برخوردار است [1]. بررسی آزمایشگاهی این‌گونه جریان‌ها پرهزینه می‌باشد و به‌همین دلیل شبیه‌سازی‌های عددی از جذابیت خاصی بین محققین برخوردار است [2].

برای حل جریان مغشوش روش‌های مختلفی ارائه شده است. یکی از روش‌هایی که امروزه بسیار مورد توجه می‌باشد مدل ادی‌های بزرگ می‌باشد. در روش ادی‌های بزرگ معادلات نسبت به فواصل بسیار کوچک انتگرال‌گیری می‌شود و درنتیجه اغتشاشات بسیار کوچک که مربوط به ادی‌های کوچک در جریان می‌باشد از معادلات حذف می‌گردند. معادلات به‌دست‌آمده معرف رفتار ادی‌های بزرگ در جریان می‌باشند. اثرات ادی‌های کوچک بر روی ادی‌های بزرگ از طریق مدل کردن آنها در معادلات منظور می‌گردد [3].

در دهٔ اخیر روش شبکه بولتزمن برای شبیه سازی جریان سیال مورد توجه بسیاری از مهندسین قرار گرفته است. برخلاف روش‌های دینامیک سیالات محاسباتی مرسوم، روش شبکهٔ بولتزمن بر پایهٔ مدل میکروسکوپیک و معادلهٔ جنبشی مزوسکوپیک استوار است [4-6] که مجموعهٔ رفتار ذرات در یک سیستم، برای شبیه سازی مکانیک پیوسته به‌کار گرفته می‌شود. در روش شبکهٔ بولتزمن، کلیهٔ محاسبات صریح بوده و نیاز به حل هیچ دستگاهی از معادلات نمی‌باشد. به‌دلیل ماهیت موضعی محاسبات، این روش به‌سادگی قابلیت موازی‌شدن را دارد [7]. همچنین به‌دلیل سهولت اعمال شرایط مرزی، برای حل مسائلی که دارای هندسهٔ پیچیده می‌باشند کاربرد فراوانی دارد [8].

کرافزیک و همکاران در سال ۲۰۰۳ [9] جریان مغشوش را بااستفاده‌از روش شبکهٔ بولتزمن و مدل ادی‌های بزرگ و زمان آرامش چندگانه تحلیل نمودند و نشان دادند که پایداری این روش بیشتر از زمان آرامش ثابت می‌باشد؛ همچنین آنها از مدل استاندارد اسماگورنسکی استفاده نمودند. پرمنات و همکاران در سال ۲۰۰۹ [10] جریان مغشوش داخلی را با استفاده از روش شبکهٔ بولتزمن و مدل ادی‌های بزرگ حل نمودند. آنها نیز اثر ادی‌های کوچک‌تر از شبکه را با استفاده از مدل استاندارد اسماگورنسکی لحاظ کردند. جعفری و رهنما در سال ۲۰۱۱ [7] جریان داخل کانال را با استفاده از روش شبکهٔ بولتزمن و ادی‌های بزرگ تحلیل کردند. آنها از مدل بهبودیافتهٔ اسماگورنسکی برای مدل‌کردن ادی‌های کوچک استفاده نمودند و نشان دادند که نتایج این مدل با نتایج حل مستقیم عددی همخوانی بهتری نسبت به مدل استاندارد اسماگورنسکی دارد.

با توجه به اهمیت بحث ته‌نشینی و انتقال ذرات در جوامع امروزی در سه دههٔ اخیر این موضوع مورد توجه بسیاری از پژوهشگران قرار گرفته است. سلمان‌زاده و همکاران در سال ۲۰۱۰ [11] جریان مغشوش داخل کانال را بااستفاده‌از مدل ادی‌های بزرگ تحلیل کردند و اثر ادی‌های کوچک‌تر از شبکه را بر سرعت ته‌نشینی بررسی نمودند. آنها نشان دادند که سرعت نوسانی ناشی از ادی‌های کوچکتر از شبکه بر ته نشینی ذرات کوچک تأثیر مهمی دارد ولی برای ذرات بزرگ اهمیت زیادی ندارند.

جعفری و همکاران در سال ۲۰۱۰ [12] جریان داخل یک کانال با یک مانع مربعی را بااستفاده‌از روش

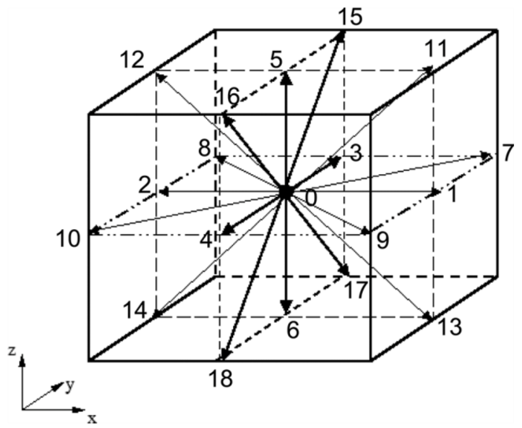
شبکهٔ بولتزمن تحلیل کردنـد. آنهـا تـه‌نشـینی و انتشـار ذرات را برای این هندسه بااستفاده‌از نتایج به‌دست‌آمده از روش شبکهٔ بولتزمن مورد بررسی قـرار دادنـد. آنهـا نشان دادند که روش شـبکهٔ بـولتزمن میـدان جریـان را به‌خوبی حل کرده و رفتار ذرات به‌خـوبی قابـل‌بررسـی مـی‌باشـد. دینـگ و همکـاران در سـال ۲۰۱۲ [13] ته‌نشینی و انتقال ذرات داخل یـک اتـاق را بااسـتفاده‌از روش شبکهٔ بـولتزمن و زمـان آرامـش چندگانـه مـورد بررسی قرار دادند. آنها نتایج به‌دست آمده برای جریـان و ذرات بااسـتفاده‌از روش شـبکهٔ بـولتزمن را بـا نتـایج نرم‌افزار فلوئنت مقایسه کردند و نشان دادند کـه نتـایج همخـوانی خـوبی دارنـد. ثمـری و همکـاران در سـال ۲۰۱٤ [14] جریان مغشوش داخل کانال را با استفاده از روش شبکهٔ بولتزمن و مدل بهبودیافتـهٔ اسماگورنسـکی حل کردند و ته‌نشینی ذرات با انـدازه‌هـای مختلـف را مورد بررسی قرار دادند. آنها نشان دادند که ایـن روش قادر است سرعت ته‌نشینی ذرات را با دقت قابل‌قبـولی محاسبه نماید.

سجادی و همکاران [15] پخش ذرات داخل اتـاق مدل‌شده‌ای را با استفاده از روش شبکهٔ بـولتزمن مـورد بررسـی قـرار دادنـد ولـی تـه‌نشـینی ذرات را تحلیـل نکردند. هدف اصلی در این پژوهش بررسی چگـونگی ته‌نشینی ذرات با قطرهای ۱۰ نانومتر تـا ۱۰ میکرومتـر بر دیواره‌هـای مختلـف اتـاق بااسـتفاده‌از روش شـبکهٔ بولتزمن بر پایهٔ روش ادی‌های بزرگ و استفاده از مـدل اسماگورنسـکی بهبودیافتـه همچنـین زمـان آرامـش چندگانه مـی‌باشـد. در پـژوهش حاضـر اثـر نیروهـای مختلف از جمله نیروی گرانش، نیروی درگ و بـرونین بر ته‌نشینی ذرات نیز مدنظر قرار گرفت.

روش شبکهٔ بولتزمن بر پایهٔ مدل ادی‌های بزرگ

حل عـددی برمبنـای معادلـهٔ بـولتزمن بـه‌روش شـبکهٔ بولتزمن معروف است که ابتـدا در سـال ۱۹۸٦ توسـط فریش و همکارانش [16] پیشنهاد شد. در روش شـبکهٔ بولتزمن تابع توزیع جریـان (f)، بـرای بـه‌دسـت‌آوردن خواص ماکروسکوپیک جریان مانند سـرعت، چگـالی، فشار، و ... استفاده می‌شود. در این مقاله همان‌طـور کـه در شکل (۱) نشان داده شـده اسـت از شـبکهٔ D3Q19 استفاده گردید. بعد از گسسته‌سـازی معـادلات نـاویر– استوکس معادلات حاکم برای توابع توزیـع جریـان بـا زمان آرامش چندگانه به‌صورت زیر می‌باشد:

$$f_i(x + c_i\Delta t, t + \Delta t) = f_i(x,t) - M_{ij}^{-1}.S_{jk}.[m_k(x,t) - m_k^{eq}(x,t)] \quad (۱)$$



شکل ۱ بردارهای سرعت برای مدل D3Q19

پارامترهای موجود در معادلهٔ (۱) بـه‌صـورت زیـر تعریف می‌شوند:

$$C_i = \begin{cases} 0 & i=0 \\ c(\pm1,0,0), c(0,\pm1,0), c(0,0,\pm1) & i=1-6 \\ c(\pm1,\pm1,0), c(\pm1,0,\pm1), c(0,\pm1,\pm1) & i=7-18 \end{cases} \quad (۲)$$

که M_{ij} ماتریس تغییرشکل می‌باشد و S_{ij} ماتریس نـرخ آرامش می‌باشد و به‌صورت $S_{ij} = diag(s_0, s_1, \dots, s_{18})$ در نظر گرفته می‌شود که مقادیر آنهـا همچنـین مقـادیر m_k و m_k^{eq} در مراجع [17-20] داده شده‌اند.

بـرای بـه‌دسـت آوردن v_t در ایـن مقالـه از مـدل ادی‌های بـزرگ و اسماگورنسـکی بهبودیافتـه اسـتفاده

گردید [7]. در این روش مقدار ν_t از رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید:

$$\vartheta_t = (C_s\Delta)^2(|S_{\alpha\beta}| - |\langle S_\Delta\rangle|) \quad (۳)$$

در رابطهٔ (۳) C_s ثابت اسماگورنسکی می‌باشد و برابر ۰/۱۶ در نظر گرفته شد [9]. همچنین $\Delta = (\Delta x\Delta y\Delta z)^{1/3}$. برای به‌دست آوردن $S_{\alpha\beta}$ داریم:

$$|S_{\alpha\beta}| = \sqrt{2S_{\alpha\beta}S_{\alpha\beta}} = \sqrt{2[S_{xx}^2 + S_{yy}^2 + S_{zz}^2 + 2(S_{xy}^2 + S_{yz}^2 + S_{xz}^2)]} \quad (٤)$$

$$S_{xx} = -\frac{1}{38\rho}[S_1h_1^{neq} + 19S_9h_9^{neq}] \quad (۵)$$

$$S_{yy} = -\frac{1}{76\rho}[2S_1h_1^{neq} - 19(S_9h_9^{neq} - 3S_{11}h_{11}^{neq})] \quad (٦)$$

$$S_{zz} = -\frac{1}{76\rho}[2S_1h_1^{neq} - 19(S_9h_9^{neq} + 3S_{11}h_{11}^{neq})] \quad (۷)$$

$$S_{xy} = -\frac{3}{2\rho}S_{13}h_{13}^{neq} \quad (۸)$$

$$S_{yz} = -\frac{3}{2\rho}S_{14}h_{14}^{neq} \quad (۹)$$

$$S_{xz} = -\frac{3}{2\rho}S_{15}h_{15}^{neq} \quad (۱۰)$$

$$h_\alpha^{neq} = m_\alpha - m_\alpha^{eq} + \frac{1}{2}S_\alpha \quad (۱۱)$$

در نهایت مقادیر ماکروسکوپیک به‌صورت زیر به‌دست می‌آیند:

$$\rho(x,t) = \sum_i f_i(x,t) \qquad \rho u(x,t) = \sum_i f_i(x,t)C_i \quad (۱۲)$$

معادلهٔ حرکت ذره

معادلهٔ کلی حرکت ذرات به‌صورت معادلهٔ زیر می‌باشد:

$$\frac{du_i^p}{dt} = \frac{1}{\tau_p}\frac{C_D Re_p}{24}(u_i^f - u_i^p) + \left(1 - \frac{1}{S}\right)g_i + n_i(t) \quad (۱۳)$$

در رابطهٔ (۱۳) $u_i^p = \frac{dx_i}{dt}$ و جزء اول نیروی درگ می‌باشد که:

$$\tau_p = \frac{sd^2C_c}{18\vartheta} \quad (۱٤)$$

τ_p زمان آرمش ذره می‌باشد، s نسبت چگالی ذره به سیال می‌باشد و داریم:

$$C_c = 1 + \frac{2\lambda}{d}(1.257 + 0.4e^{\frac{-1.1d}{\lambda}} \quad (۱۵)$$

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \qquad Re_p < 1 \quad (۱٦)$$

$$C_D = \frac{24}{Re_p}(1 + 0.15Re_p^{0.687}) \quad 1 < Re_p < 400 \quad (۱۷)$$

$$Re_p = \frac{d|u_{rel}|}{\vartheta} \qquad u_{rel} = u_j - u_j^p \quad (۱۸)$$

در رابطهٔ (۱۳) جزء نیروی لیفت به‌دلیل ناچیز بودن حذف شده است [21,22]. جزء دوم بیانگر نیروی بویانسی می‌باشد که ناشی از گرانش زمین است. جزء آخر در رابطهٔ (۱۳) نیروی برونین می‌باشد که برای ذرات با سایز کوچک بااهمیت بوده و به‌صورت زیر محاسبه می‌شود [23]:

$$n_i(t) = \zeta_i\sqrt{\frac{\pi S_1}{\Delta t}} \quad (۱۹)$$

که در این رابطه داریم: $S_1 = \frac{216\vartheta k_b T}{\pi^2\rho d^5 S_0^2 C_c}$

نتایج

جریان. با توجه به این موضوع که حل جریان داخل یک اتاق با اندازهٔ واقعی نیازمند صرف زمان و هزینهٔ بسیار بالا می‌باشد، معمولاً برای حل آزمایشگاهی باتوجه‌به تحلیل ابعادی از هندسه‌های کوچکتر استفاده می‌شود. در این قسمت نیز هندسهٔ مدل‌شدهٔ یک اتاق با نسبت ابعادی $\frac{1}{10}$ که دارای یک ورودی و خروجی بر روی سقف و همچنین یک پارتیشن به ارتفاع نصف ارتفاع اتاق در وسط آن می‌باشد، مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج آزمایشگاهی و عددی این هندسه به‌ترتیب توسط پوسنر و همکاران در سال ۲۰۰۳ [24] و تیان و همکاران در سال ۲۰۰۶ [25] ارائه شده است. ابعاد هندسهٔ مورد بررسی همان‌طور که در شکل (۲) نشان داده شده است، به‌ترتیب برابر ۰/۹۱۴، ۰/۳۰۵ و ۰/٤٥۷ متر در راستای X، Z و Y می‌باشد. جریان هوا به‌صورت عمودی از دریچهٔ ورودی در سقف وارد اتاق شده و از دریچهٔ خروجی خارج می‌شود. ابعاد دریچهٔ ورودی و خروجی یکسان و برابر ۰/۱۰۱×۰/۱۰۱ متر می‌باشد. عدد رینولدز جریان بر پایهٔ طول دریچه ورودی و سرعت جریان ورودی برابر با ۱٦۲۸ و چگالی هوا برابر ۱/۱۸ کیلوگرم بر مترمکعب و ویسکوزیتهٔ سیال برابر $1/48\times10^{-5}$ مترمربع بر ثانیه می‌باشد.

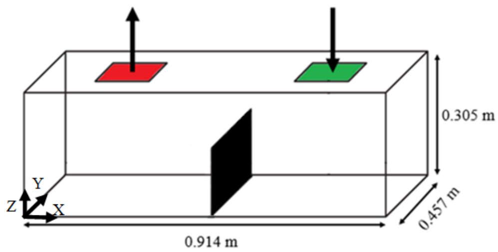
در پژوهش حاضر شرط مرزی عدم لغزش روی دیواره‌های اتاق و پارتیشن در نظر گرفته شد، همچنین شرط مرزی ورودی سرعت برای دریچهٔ ورودی و فشار ثابت برای دریچهٔ خروجی استفاده شد. معادلات کلی حاکم بر مسئله در حالت بی‌بعد به‌صورت زیر می‌باشند:

$$\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}+\frac{\partial W}{\partial Z}=0 \qquad (۲۰)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t}+U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}+W\frac{\partial U}{\partial Z}=-\frac{\partial P}{\partial X}+\Pr\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial Z^2}\right) \qquad (۲۱)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t}+U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}+W\frac{\partial V}{\partial Z}=-\frac{\partial P}{\partial Y}+\Pr\left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial Z^2}\right) \qquad (۲۲)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t}+U\frac{\partial W}{\partial X}+V\frac{\partial W}{\partial Y}+W\frac{\partial W}{\partial Z}=-\frac{\partial P}{\partial Z}+\Pr\left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 W}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2 W}{\partial Z^2}\right) \qquad (۲۳)$$



شکل ۲ هندسهٔ اتاق مورد بررسی

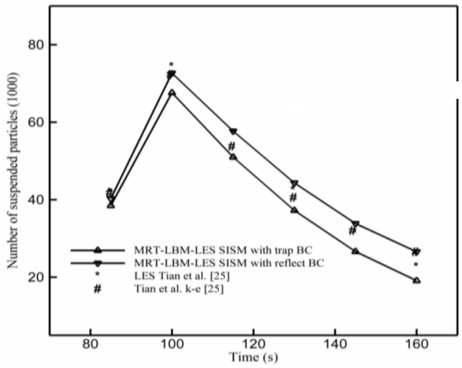
مقایسهٔ نتایج به‌دست‌آمده از حل مدل LES بر پایهٔ روش شبکهٔ بولتزمن برای سرعت عمودی در امتداد یک خط عمود از وسط دریچه ورودی تا کف اتاق با نتایج آزمایشگاهی و عددی گذشته در شکل (٤) مرجع [18] توسط نویسندگان حاضر انجام شده است و نشان داده شد که نتایج مدل مورد استفاده در این مقاله با نتایج آزمایشگاهی همخوانی بسیار خوبی دارد و بهتر از روش‌های عددی گذشته می‌باشد. همچنین در شکل (۵) مرجع [15] مقایسهٔ سرعت عمودی در امتداد محور افقی در ارتفاع وسط پارتیشن از دیوارهٔ سمت چپ تا دیوارهٔ سمت راست انجام شد که نتایج به‌دست‌آمده همخوانی قابل‌قبولی را با نتایج آزمایشگاهی نشان داد.

یکی از مزیت‌های مهم مدل ادی‌های بزرگ توانایی این مدل در پیش‌بینی سرعت نوسانی و لحظه‌ای جریان می‌باشد. به‌منظور بررسی درستی حل حاضر در به‌دست آوردن سرعت لحظه‌ای، مقدار سرعت RMS در صفحه‌ای در وسط اتاق با حل عددی

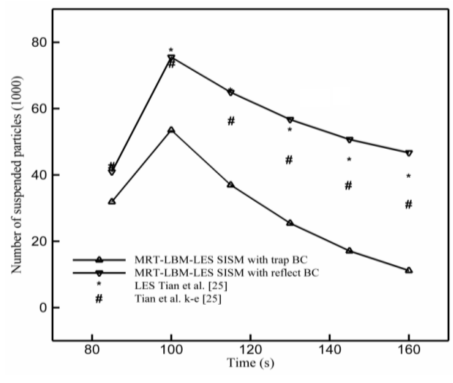
گذشته در شکل (٦) مرجع [15] مقایسه و نشان داده شد که روش مورد استفاده در این مقاله به‌خوبی قادر به پیش‌بینی سرعت نوسانی می‌باشد.

پخش و ته‌نشینی ذرات. برای بررسی رفتار ذرات داخل اتاق (هندسهٔ شکل ۲)، جابه‌جایی و نشست ذرات برای ٤ اندازهٔ مختلف (۱۰ و ۱۰۰ نانومتر، ۱و ۱۰ میکرومتر) مورد بررسی قرار می‌گیرد. به‌این‌منظور، بعد از گذشت ۷۰ ثانیه از ورود جریان به داخل اتاق، هر ۰/۰۵ ثانیه تعداد ١٤٤ ذره از دریچه ورودی به داخل اتاق تزریق شد. بعد از گذشت ۳۰ ثانیه تزریق ذره متوقف شد و در کل تعداد ٨٦٤٠٠ ذره به داخل اتاق وارد گردید. چگالی ذرات برابر ۸۰۰ کیلوگرم بر مترمکعب در نظر گرفته شد. نتایج این قسمت با نتایج عددی ارائه شده توسط تیان و همکاران [25] مقایسه شده است؛ البته قابل ذکر می‌باشد که آنها نتایج رفتار ذرات را فقط برای اندازهٔ ۱ و ۱۰ میکرومتر ارائه کردند ولی از آنجایی که در این مقاله اثر نیروی برونین نیز لحاظ شده است و نیاز به بررسی ذره‌ها با اندازهٔ کوچکتر نیز می‌باشد و نتایجی برای این اندازه ذره در گذشته گزارش نشده است، برای اندازه‌های ۱۰ و ۱۰۰ نانومتر مقایسه‌ای انجام نشده است. تیان و همکاران [25] شرط مرزی بازتاب را برای ذراتی که با دیواره برخورد می‌کنند در نظر گرفتند، به‌همین‌دلیل در این مقاله به‌منظور مقایسهٔ نتایج به‌دست‌آمده با نتایج آنها این شرط مرزی لحاظ گردید؛ اما از آنجایی که برای ذرات با اندازهٔ کوچک شرط مرزی بازتاب از لحاظ فیزیکی درست نمی‌باشد، شرط مرزی نشست نیز برای ذرات مورد بررسی قرار گرفت.

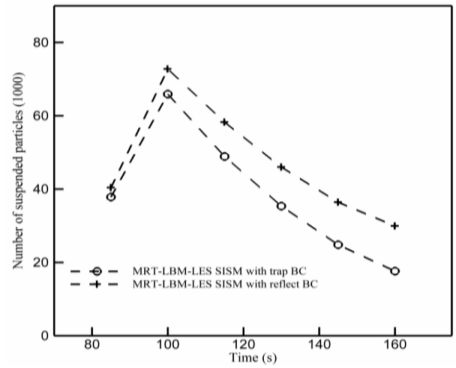
در شکل‌های (٦-۳) تعداد ذرات معلق در اتاق در زمان‌های مختلف و اندازه‌های متفاوت بااستفاده‌از جریان به‌دست‌آمده از مدل ادی‌های بزرگ نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌گردد نتایج همخوانی قابل قبولی با حل عددی گذشته دارد به‌طوری‌که مقدار خطای نتایج به‌دست‌آمده برای اندازهٔ ۱ میکرومتر نسبت به نتایج حاصل از مدل ادی‌های بزرگ گذشته [25] در زمان کمتر از ۱۲۰ ثانیه حدود ۳٪، در زمان ۱۳۰ ثانیه ٤/٤٪، در زمان ١٤٥ ثانیه ۷٪ و در زمان ١٦٠ثانیه برابر ١٦/٩٪ می‌باشد. همچنین برای اندزهٔ ۱۰ میکرومتر در زمان کمتر از ۱۲۰ ثانیه حدود ٤٪، در زمان ۱۳۰ ثانیه ٦/٩٪، در زمان ١٤٥ ثانیه ١٥٪ و در زمان ١٦٠ثانیه برابر ١٧/٥٪ می‌باشد. همان‌طور که مشاهده می‌شود با گذشت زمان تا ۱۰۰ ثانیه، لحظه‌ای که تزریق ذره متوقف می‌شود، تعداد ذرات داخل اتاق افزایش می‌یابد. بعد از لحظهٔ ۱۰۰ ثانیه باتوجه‌به این‌که دیگر ذره‌ای به داخل اتاق وارد نمی‌شود و ذرات موجود نیز از خروجی جریان خارج می‌شوند، تعداد ذرات داخل اتاق کاهش می‌یابد. همچنین نتایج نشان می‌دهند هنگامی که شرط مرزی نشست اعمال شود تعداد ذرات معلق در هوا به‌دلیل ته‌نشینی آنها و عدم بازگشت به محیط کاهش می‌یابد (شکل‌های ٦-۳).



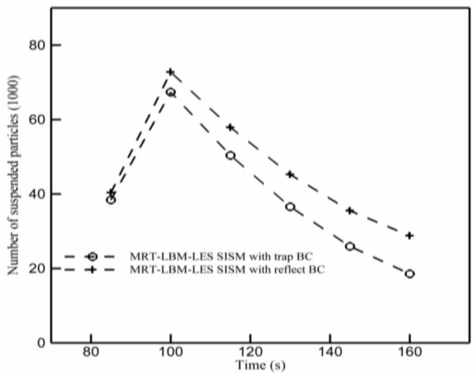
شکل ۳ مقایسهٔ تعداد ذرات معلق داخل اتاق نسبت به زمان برای ذره با اندازه ۱ میکرومتر با کار عددی مرجع [25]



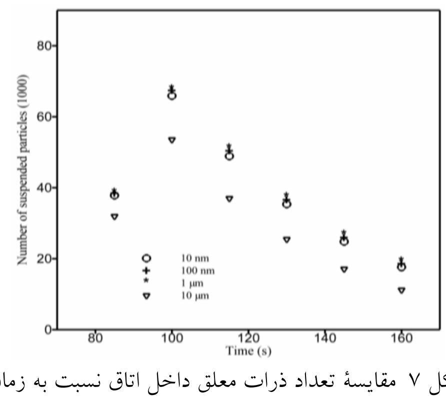
شکل ٤ مقایسهٔ تعداد ذرات معلق داخل اتاق نسبت به زمان برای ذره با اندازهٔ ۱۰ میکرومتر با کار عددی مرجع [25]



شکل ۵ تعداد ذرات معلق داخل اتاق نسبت به زمان برای ذره با اندازهٔ ۱۰ نانومتر



شکل ٦ تعداد ذرات معلق داخل اتاق نسبت به زمان برای ذره با اندازهٔ ۱۰۰ نانومتر



شکل ۷ مقایسهٔ تعداد ذرات معلق داخل اتاق نسبت به زمان برای اندازه‌های مختلف ذره

تعداد ذرات داخل اتاق برای اندازه‌های مختلف به‌منظور مقایسهٔ آنها در شکل (۷) آمده است. همان‌طور که نشان داده شده است تعداد ذرات معلق در فضای اتاق برای اندازهٔ ۱ میکرومتر بیشترین مقدار و برای ۱۰ میکرومتر کمترین مقدار می‌باشد، زیرا ذره با اندازهٔ ۱۰ میکرومتر در ناحیهٔ فشردگی اینرسی قرار دارد و در این ناحیه ته‌نشینی ذرات زیاد می‌باشد و تعداد ذرات بیشتری بر روی دیواره‌ها رسوب می‌کنند، درنتیجه تعداد ذرات معلق کاهش زیادی خواهد داشت.

برای به‌دست آوردن تراکم میانگین ذرات داخل اتاق از مدل هاردالوپاس و تیلور [26] که توسط ژو و همکاران [27] گزارش شده است استفاده شد. در این روش تراکم میانگین براساس نسبت مدت زمان حضور ذره در موقعیت خاص به زمان کل نمونه‌برداری محاسبه خواهد شد. بر این اساس داریم [28]:

$$C = \frac{\sum_{i=1}^{n} t_i}{VT} \quad (۲٤)$$

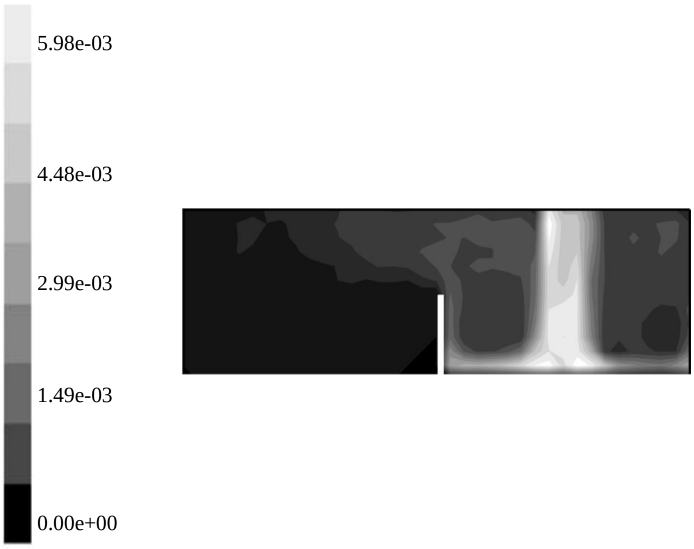
در رابطهٔ بالا n تعداد ذراتی است که از شبکه به حجم V عبور کرده‌اند و t_i مدت زمان حضور ذرات در شبکهٔ مورد بررسی در طول زمان نمونه‌برداری T می‌باشد. علاوه بر این برای محاسبهٔ تراکم ذرات از یک شبکه‌بندی جداگانه که با شبکه‌بندی مورد استفاده برای تحلیل رفتار ذره متفاوت بود استفاده شد. در نهایت تراکم ذرات در ورودی جریان برای بی‌بعدکردن تراکم محاسبه‌شده استفاده گردید و رابطهٔ مورد استفاده به‌صورت زیر می‌باشد:

$$C^* = \frac{\sum_{i=1}^{n} t_i / V}{\left(N / A_{in} v_{in}\right)} \quad (۲۵)$$

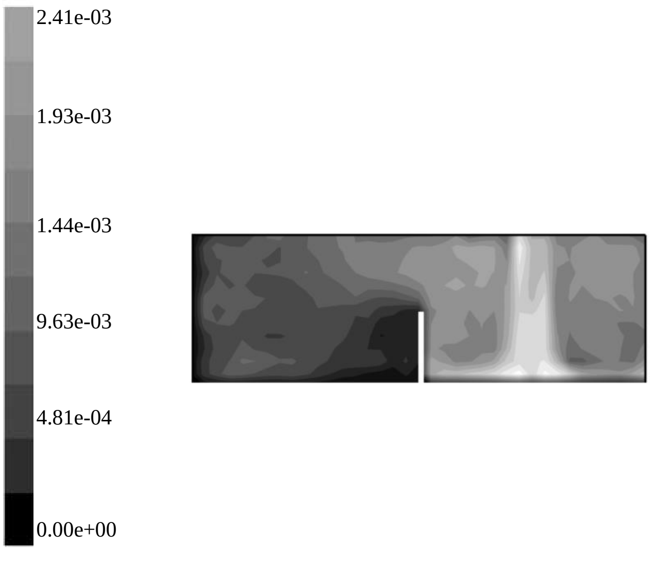
در رابطهٔ (۲۵) N تعداد ذرات تزریق‌شده با سرعت v_{in} در ناحیهٔ ورودی به مساحت A_{in} می‌باشد.

در لحظهٔ ۱۰۰ ثانیه، هنگامی که تزریق ذره متوقف می‌شود، شکل (۸) تراکم ذره با اندازهٔ ۱ میکرومتر را نشان می‌دهد. در این لحظه بیشترین تراکم ذره در ناحیهٔ ورودی جریان و سمت راست اتاق می‌باشد و هنوز ذرات زیادی به سمت چپ اتاق وارد نشده‌اند.

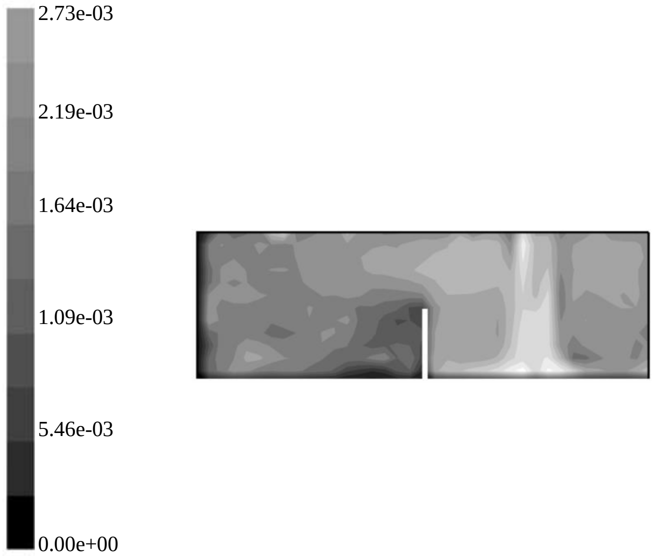
تراکم ذرات در لحظهٔ ۱۳۰ ثانیه، ۳۰ ثانیه بعد از توقف تزریق ذره، در شکل (۹) نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌گردد تعداد زیادی از ذرات به سمت چپ اتاق وارد شده‌اند و از طرفی، به‌دلیل سرعت کم جریان در این قسمت از اتاق، ذرات قادر به حرکت به سمت خروجی جریان نمی‌باشند و بیشتر آنها به سمت دیواره حرکت می‌کنند، بنابراین مطابق نتایج پیش‌بینی‌شده در شکل (۹)، تراکم ذرات در نواحی نزدیک دیواره‌ها بیشتر می‌باشد.



شکل ۸ تراکم ذرات در لحظهٔ ۱۰۰ ثانیه برای ذره با سایز ۱ میکرومتر



شکل ۹ تراکم ذرات در لحظهٔ ۱۳۰ ثانیه برای ذره با سایز ۱ میکرومتر

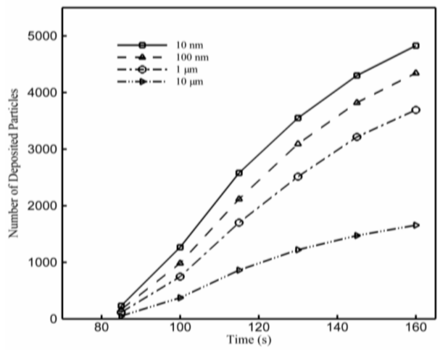


شکل ۱۰ تراکم ذرات در لحظهٔ ۱٦۰ ثانیه برای ذره با سایز ۱ میکرومتر

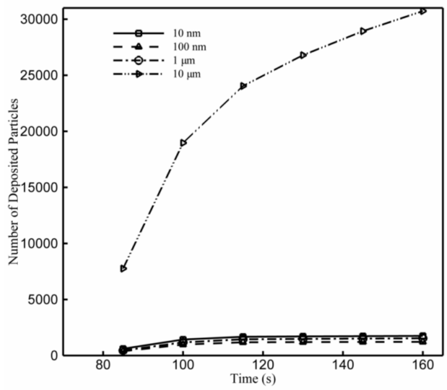
به‌طور مشابه شکل (۱۰) تراکم ذرات را در زمان ۱٦۰ ثانیه، ٦۰ ثانیه بعد از توقف تزریق ذرات، نشان می‌دهد. تعداد ذرات در سمت چپ افزایش یافته است و همان‌طور که ذکر گردید به‌علت سرعت کم ذرات در این ناحیه بیشتر آنها در اتاق باقی می‌مانند و قادر نخواهند بود از خروجی اتاق خارج شوند.

شکل (۱۱) تعداد ذرات ته‌نشین‌شده بر روی دیواره‌های مختلف را نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل (۱۱- الف) دیده می‌شود تعداد ذرات ته‌نشین‌شده بر روی سقف اتاق به‌صورت خطی با زمان افزایش می‌یابد زیرا بعد از تزریق ذره، ذرات به‌سمت بالا و خروجی جریان حرکت می‌کنند که در این مسیر برروی سقف اتاق ته نشین می‌شوند، همچنین ذرات کوچکتر بیشتر بر روی سقف ته‌نشین می‌شوند. تعداد ذرات ته‌نشین‌شده بر روی کف اتاق در شکل (۱۱- ب) نشان داده شده است. تعداد ذرات ته نشین شده تا زمان ۱۰۰ ثانیه به‌شدت افزایش می‌یابد ولی بعد از توقف تزریق ذره این افزایش کمتر شده و شیب نمودار کاهش می‌یابد. علاوه‌برآن به‌دلیل نیروی براونین تعداد ذرات ته‌نشین شده برای ذره با اندازهٔ ۱۰ نانومتر بیشتر از ۱۰۰ نانومتر و ۱ میکرومتر می‌باشد. به‌دلیل این‌که بعد از زمان ۱۲۰ ثانیه اکثر ذرات به‌سمت خروجی و چپ اتاق می‌روند شیب نمودار در شکل (۱۱- ج) بعد از این زمان تقریباً ثابت می‌باشد. همان‌طورکه در شکل (۱۱- د) دیده می‌شود تعداد ذرات ته نشین شده بر روی دیوارهٔ سمت چپ در زمان ۸۵ ثانیه تقریباً صفر می‌باشد، زیرا هنوز ذره‌ای به این ناحیه وارد نشده است. از طرفی ذرات با اندازهٔ کوچکتر بیشتر به این سمت اتاق وارد می‌شوند؛ درنتیجه تعداد ذرات ته‌نشین‌شده بر روی دیوارهٔ چپ برای ذرات با اندازهٔ کوچکتر بیشتر می‌باشد. تعداد ذرات ته‌نشین‌شده بر روی دیوارهٔ جلو، عقب و پارتیشن به‌ترتیب در شکل (۱۱- ذ، ر و ز) نمایش داده شده است. شیب نمودار بعد از زمان ۱۲۰ ثانیه برای این دیواره‌ها تقریباً ثابت می‌باشد.

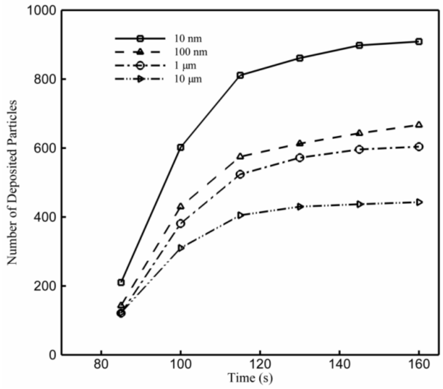
شکل (۱۱- ث) نشان می‌دهد که تعداد کل ذرات ته‌نشین شده برای اندازهٔ ۱۰ میکرومتر بیشتر از بقیه می‌باشد و همچنین برای اندازهٔ ۱۰ نانومتر به‌علت وجود نیروی براونین بیشتر از ۱۰۰ نانومتر و ۱ میکرومتر می‌باشد.



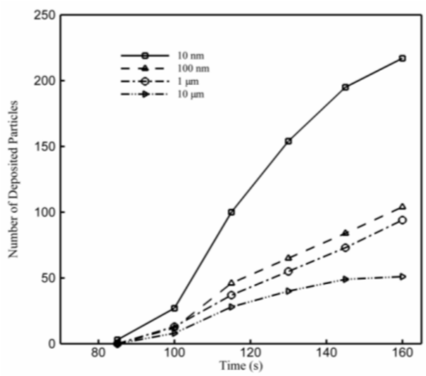
Top(الف)



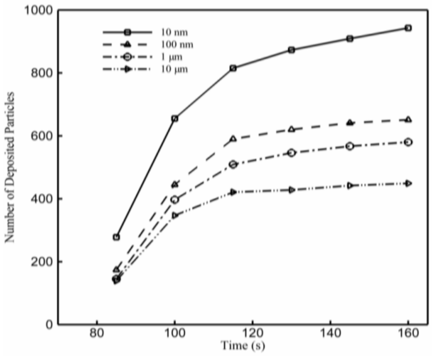
Bottom(ب)



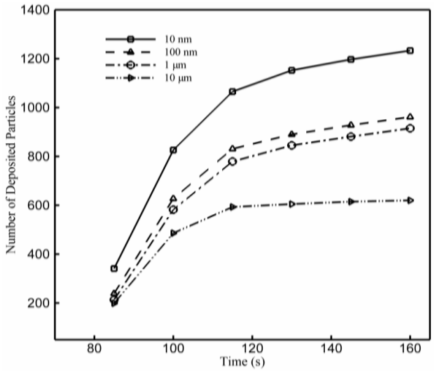
Right(ج)



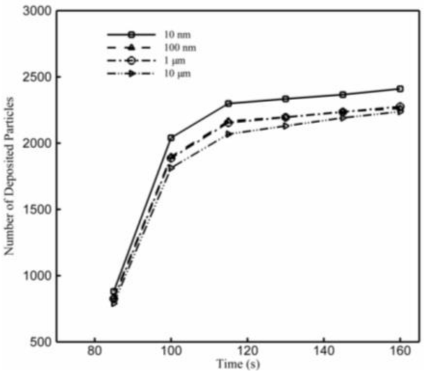
Left(د)



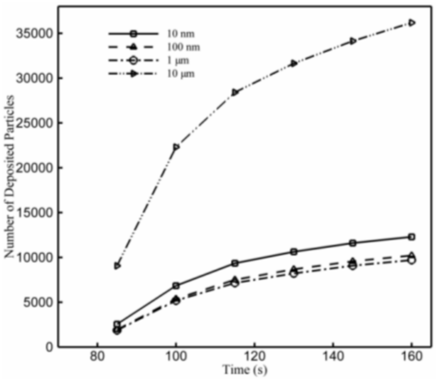
Front(ذ)



Behind(ر)



Partition(ز)



Total(ث)

شکل ۱۱ تعداد ذرات ته‌نشین شده بر روی دیواره‌های اتاق

نتیجه‌گیری

پخش و ته‌نشینی ذرات داخل اتاق بااستفاده‌از روش شبکهٔ بولتزمن بر پایهٔ مدل ادی‌های بزرگ و مدل بهبودیافتهٔ اسماگورنسکی همچنین زمان آرامش چندگانه مورد بررسی قرار گرفته است. باتوجه‌به نتایج، موارد زیر حاصل گردید:

- روش مورد استفاده در این مقاله روش مناسبی برای بررسی پخش و ته نشینی ذرات داخل اتاق می‌باشد.
- تعداد کل ذرات ته نشین‌شده در اتاق برای ذره با قطر ۱۰ میکرومتر بیشتر از سایر اندازه‌ها می‌باشد و به‌دلیل کاهش نیروی برونین با افزایش سایز، برای قطر ۱۰ نانومتر بیشتر از ۱۰۰ نانومتر و ۱ میکرومتر است.
- شیب نمودار ته‌نشینی ذرات بعد از توقف تزریق ذره تقریباً ثابت شد.
- با استفاده از شرط مرزی نشست تعداد ذرات معلق در هوا به‌دلیل رسوب ذرات بر روی دیواره‌های اتاق کاهش یافت.
- به‌دلیل وجود نیروی گرانش تعداد ذرات ته‌نشین‌شده بر کف اتاق بیشتر از سایر دیواره‌ها می‌باشد.

واژه‌نامه

اینرسی	Inertia impaction
بازتاب	Reflect
دینامیک سیالات محاسباتی	Computational Fluid Dynamic (CFD)
روش شبکهٔ بولتزمن	Lattice Boltzmann Method (LBM)
کوچک‌تر از شبکه	Sub-grid scale
مزوسکوپیک	Mesoscopic
نشست	Trap

مراجع

1. Sajjadi, H., Salmanzadeh, M., Ahmadi, G. and Jafari, S., “Combination of Lattice Boltzmann Method and RANS Approach for Simulation of Turbulent Flows and Particle Transport and Deposition”, *Particuology*, Vol. 30, pp. 62-72, (2017).
2. Jiang, J.B., Wang, X.L., Sun, Y.Z. and Zhang, Y.H., “Experimental and numerical study of airflows in a full-scale room”, *ASHRAE Transactions*, Vol. 115, pp. 867–886, (2009).
3. Smargorinsky, J., “General circulation experiment with the primitive equations”, *Monthly Weather Review*, Vol. 91, pp. 99–164, (1963).
4. Sukop, M. C. and Thorne Jr, D. T., “*Lattice Boltzmann Modeling: An Introduction for Geoscientists and Engineers*”, New York, Springer, (2006).
5. Succi, S., “*The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond*”, Oxford University Press: Oxford, (2001).
6. Sajjadi, H., Salmanzadeh, M., Ahmadi, G. and Jafari, S., “Turbulent Indoor Airflow Simulation Using Hybrid LES/RANS Model Utilizing Lattice Boltzmann Method”, *Computers and fluids*, Vol. 150, pp. 66-73, (2017).
7. Jafari, S. and Rahnama, M., “Shear-improved Smagorinsky modeling of turbulent channel flow using generalized Lattice Boltzmann equation”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 67, pp. 700–712, (2011).
8. Sajjadi, H., Gorji, M., Kefayati, G.H.R. and Ganji, D.D., “Lattice Boltzmann Simulation of Turbulent Natural Convection in Tall Enclosures Using Cu/Water Nanofluid”, *Numerical Heat Transfer*, Part A, Vol. 62, pp. 512–530, (2012).
9. Krafczyk, M., Tölke, J., Luo, L.S., “Large eddy simulation with a multiple-relaxationtime LBE model”, *International Journal of Modern Physics B*, Vol. 17, pp. 33-39, (2003).

10. Premnath, K. N., Pattison, M.J. and Banerjee, S., “Generalized Lattice Boltzmann equation with forcing term for computation of wall bounded turbulent flows”, *Physical Review E*, Vol. 79, pp. 026703-1–026703-19, (2009).
11. Salmanzadeh, M., Rahnama, M. and Ahmadi, G., “Effect of subgrid scales on large eddy simulation of particle deposition in a turbulent channel flow”, *Journal of Aerosol Science and Technology*, Vol. 44, pp.796–806, (2010).
12. Jafari, S., Salmanzadeh, M., Rahnama, M. and Ahmadi, G., “Investigation of particle dispersion and deposition in a channel with a square cylinder obstruction using the lattice Boltzmann method”, *Journal of Aerosol Science*, Vol. 41, pp. 198–206, (2010).
13. Ding, L., Fung, J.L.S., Seepana, S. and Lai, A.C.K., “Numerical study on particle dispersion and deposition in a scaled ventilated chamber using a lattice Boltzmann method”, *Journal of Aerosol Science*, Vol. 47, pp. 1–11, (2012).
14. Samari Kermani, M., Jafari, S., Rahnama, M. and Salmanzadeh, M., “Particle Tracking in Large Eddy Simulated Turbulent Channel Flow Using Generalized Lattice Boltzmann Method”, *Particulate Science and Technology*, Vol. 32, pp. 404–411, (2014).
15. Sajjadi, H., Salmanzadeh, M., Ahmadi, G. and Jafari, S., “Simulations of Indoor Airflow and Particle Dispersion and Deposition by the Lattice Boltzmann Method Using LES and RANS Approaches”, *Building and Environment*, Vol. 102, pp. 1-12, (2016).
16. Frisch, U., Hasslacher, B. and Pomeau, Y., “Lattice-Gas Automata For Navier-Stokes Equation”, *Physics Review Letter*, Vol. 56, pp. 1505-1508, (1986).
17. d’Humières, D., Ginzburg, I., Krafczyk, M., Lallemand, P. and Luo, LS., “Multiple-relaxation-time Lattice Boltzmann models in three dimensions”, *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, Vol. 360, pp. 437–452, (2002).
18. Yu, H., Luo, L.S. and Girimaji, S., “LES of turbulent square jet flow using an MRT Lattice Boltzmann model”, *Computers and Fluids*, Vol. 35, pp. 957–965, (2006).
19. Pattison, M.J., Premnath, K.N. and Banerjee, S., “Computation of turbulent flow and secondary motions in a square duct using a forced generalized Lattice Boltzmann equation”, *Physical Review E*, Vol. 79, pp. 026704-1–026704-13, (2009).
20. Premnath, K. N., Pattison, M. J. and Banerjee, S., “Dynamic subgrid scale modeling of turbulent flows using Lattice– Boltzmann method”, *Physica A*, Vol. 388, pp. 2640–2658, (2009).
21. Tian, L. and Ahmadi, G., “Particle deposition in turbulent duct flows comparisons of different model predictions”, *Journal of Aerosol Science*, Vol. 38, pp. 377–397, (2007).
22. Zhang, H. and Ahmadi, G., “Aerosol particle transport and deposition in vertical and horizontal turbulent duct flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 406, pp. 55–80, (2000).
23. Li, A. and Ahmadi, G., “Deposition of aerosols on surfaces in a turbulent channel flow”, *International Journal of Engineering Science*, Vol. 31, pp.435–451, (1993).
24. Posner, J.D., Buchanan, C.R. and Dunn-Rankin, D., “Measurement and prediction of indoor air flow in a model room”, *Energy and Buildings*, Vol. 35, pp. 515–526, (2003).
25. Tian, Z.F., Tu, J.Y., Yeoh, G.H. and Yuen R.K.K., “On the numerical study of contaminant particle concentration in indoor air flow”, *Building and Environment*, Vol. 41, pp. 1504–1514, (2006).
26. Hardalupas, Y. and Taylor, A., “On the measurement of particle concentration near a stagnation point”, *Experiments in Fluids*, Vol. 8, pp. 113–118, (1998).
27. Zhu, J., Rudoff, R., Bachalo, E. and Bachalo, W.N., “Number density and mass flux measurements using the phase Doppler particle analyzer in reacting and non-reacting swirling flows”, In: AIAA, Aerospace sciences meeting, (1993).
28. Salmanzadeh, M., Zahedi, Gh., Ahmadi, G., Marr, D.R. and Glauser, M., “Computational modeling of effects of thermal plume adjacent to the body on the indoor airflow and particle transport”, Journal of Aerosol Science, Vol. 53, pp. 29–39, (2012).